PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 3. 1. Februar 1916. 17. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 4 am 19. Februar 1916.

INHALT:

Originalmitteilungen:

A. Müller, Ausdehnungsmessungen an Gold und an kristallisiertem Quarz zwischen 18 und 520° nach der Methode von Fizeau. S. 29.

A. Müller, Notiz, betreffend die thermische Ausdehnung fester Stoffe. S. 30.

F. Nölke, Zur Erklärung der beim Geschützdonner, bei großen Explosionen usw. beobachteten Fortpflanzungseigentümlichkeiten des Schalles. S. 31.

K. Uller, Die elektromagnetischen Wellenkonstanten eines isotropen Körpers, erschlossen aus Polarisationsmessungen auf Grund der historischen Reflexionsformeln. S. 35.

F. Harms, Bemerkung zu meiner Notiz: „Eine Kompensationsmethode zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen ohne Piezoquarz". S. 37.

B. Walter, Nachtrag zu meiner Abhandlung: „Über das Wulfsche Elektrometer und das Engler und Sievekingsche Fontaktoskop". S. 37.

Besprechungen:

W. Wien, Die neuere Entwicklung unserer Universitäten und ihre Stellung im deutschen Geistesleben. S. 38.

K. Schreber, Hervorragende Leistungen der Technik. I. S. 38.

H. Thurn, Die Funkentelegraphie. S. 39.

H. Böttger, Physik. II. S. 39.

E. Ariès, Chimie physique élémentaire. I. S. 39.

H. Freundlich, Kapillarchemie und Physiologie. S. 39.

F. W. Gray, A manual of practical physical chemistry. S. 39.

F. Förster, Elektrochemie wässeriger Lösungen. S. 39.

O. Zoth, Über die Natur der Mischfarben auf Grund der Undulationshypothese. S. 40.

Nachtrag zur Übersicht über die Kriegsbeteiligung der Deutschen Physiker. S. 40.

Personalien. S. 40.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Ausdehnungsmessungen an Gold und an kristallisiertem Quarz zwischen 18 und 520° nach der Methode von Fizeau.

Von Alex Müller.

Die Theorie des festen Zustandes liefert für die thermische Ausdehnung einen Ausdruck, dessen experimentelle Prüfung auch bei hohen Temperaturen von Interesse ist.

Ausdehnungsmessungen an den verschiedensten Metallen liegen in großer Zahl und über das ganze zugängliche Temperaturgebiet vor. Es seien nur beispielsweise die Arbeiten von Holborn und Day genannt.

Ausgehend von den einleitend genannten Gesichtspunkten wurde die Ausdehnung von reinem Gold[1]) untersucht, über das noch relativ wenige Angaben vorliegen. Die Messung geschah nach der Fizeauschen Methode, im Intervall von Zimmertemperatur bis ca. 520°. Die Anordnung lieferte die Firma C. Zeiß. Es kam ein Tischchen von kristallisiertem Quarz zur Anwendung (Höhe 1 cm). Zur Temperaturbestimmung diente ein Pt-Widerstandsthermometer. Betreffend der Details siehe die Dissertation des Verfassers[2]).

Wegen der Verwendung des kristallisierten Quarzes, war eine Überschreitung der 520 bis 540° nicht tunlich, da bekanntermaßen dieses Material bei 570° meistens springt.

1) Von Heraeus.

2) Alex Müller, Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich. Jahrgang 61, 1916.

Der Meßbereich kann durch Anwendung eines Tischchens aus geschmolzenem Quarz vergrößert werden. Es sei noch bemerkt, daß statt des Q-Glases das bedeutend billigere undurchsichtige Q-Gut für die Bodenplatte und den Ring verwendet werden können. Nach den Literaturangaben soll sich das letztgenannte Material in thermischer Hinsicht nicht wesentlich vom geschmolzenen durchsichtigen Quarz unterscheiden. Die Oberflächen können genügend poliert werden. (Die Firma C. Zeiß lieferte eine Bodenplatte aus Q-Gut auf Anfrage des Verfassers.)

Die Ausdehnungsmessungen ergaben:

Bereich	$\frac{l - l_0}{l_0} \cdot 10^6$ Gold.
0—520	$14{,}157 \cdot t + 0{,}002150 \cdot t^2$
	Quarz parallel der Achse
0—360	$7{,}067 \cdot t + 0{,}008362 \cdot t^2$
360—450	$3628 + 13{,}00\,(t - 360) + 0{,}01852\,(t - 360)^2 + 0{,}00006721 \cdot (t - 360)^3$
500—540	$5893 + 23{,}07 \cdot (t - 500) + 0{,}1031 \cdot (t - 500)^2$.

In der Dissertation l. c. des Verfassers wurde leider eine Arbeit von Randall[1]) übersehen, die sich auf die Quarzausdehnung in ähnlichen Temperaturintervallen bezieht. Die erste Gleichung von Randall, die mit der obigen unmittelbar vergleichbar ist, sei deshalb hier nachgetragen:

1) H. M. Randall, Phys. Rev. **20**, 10, 1905.

Messung von Randall.

Bereich	$\frac{l-l_0}{l_0}\,10^6$
0—250	$7{,}170\cdot t + 0{,}00810\cdot t^2$.

Zürich-Göttingen, Januar 1916.

(Eingegangen 28. Januar 1916.)

Notiz, betreffend die thermische Ausdehnung fester Stoffe.

Von Alex Müller.

Für die thermische Ausdehnung isotroper, einatomiger fester Stoffe hat Grüneisen[1]), ausgehend von seiner Theorie, folgende Beziehung gefunden:

$$\frac{v-v_0}{v_0}=\frac{E}{Q-kE}\qquad k=\text{eine Konstante.}\qquad\text{(I)}$$

(Bezeichnungen am Schluß).

Später fand Debye[2]) auf allgemeinerem Wege die Gleichung:

$$\frac{v-v_0}{v_0}=\frac{E}{Q-F}\,.\qquad\text{(II)}$$

Sowohl I als II geben zwei wesentliche Beobachtungen wieder:

Erstens: Das Grüneisensche Gesetz, wonach der Quotient aus spezifischer Wärme und Ausdehnungskoeffizient $1/v\,\frac{dv}{dT}$ bei tiefen Temperaturen von T nahezu unabhängig wird.

Zweitens: Das zunehmende Anwachsen des Ausdehnungskoeffizienten mit steigender Temperatur (bedingt durch die Temp.-Funktionen kE bzw. F in den Gleichungen I und II).

Auf diese beiden Punkte macht Grüneisen l. c. bei der Diskussion seiner Gleichung schon aufmerksam.

F in Gleichung II enthält zwei Konstanten, a und b/a. (a und b kommen in der Reihenentwicklung der charakteristischen Temperatur nach dem Volumzuwachs vor, vgl. Debye l. c.).

Für Q gilt nach Debye die Beziehung:

$$Q=\left(\frac{C_v}{\frac{1}{v}\frac{dv}{dT}}\right)_{T=0}=\frac{v_0}{\varkappa_0\cdot a}\,.\qquad\text{(III)}$$

Aus II und III folgen somit zwei Wege zur Berechnung von a, nämlich aus der Kompressibilität $\varkappa_0$ und dem Grenzverhältnis Q einerseits (Gl. III), und aus der Ausdehnung bei höheren[3]) Temperaturen andererseits. Bestimmt man nämlich aus II die Differenz $v-v_{273}$, indem die rechte Seite nach $T-273=t$ entwickelt wird und vergleicht diese Potenzreihe mit der empirischen

$$v-v_{273}=v_{273}(3\alpha t+[\beta+\alpha^2])\,3t^2),$$

so findet man zwei Gleichungen für die beiden Unbekannten: a und b/a. Unter Berücksichtigung, daß in dem in Frage kommenden Temp.-Intervall Q groß ist gegen F, lauten diese beiden Gleichungen angenähert:

$$\left[3\alpha\cdot\frac{v_{273}}{v_0}-\frac{E'_{273}}{Q}\right]\cdot Q^2=(EF)'_{273}\qquad\text{(IV)}$$

$$\left[6(\alpha^2+\beta)\cdot\frac{v_{273}}{v_0}-\frac{E''}{Q}\right]Q^2=(EF)''_{273},\qquad\text{(V)}$$

wo

$$(EF)'_{273}=k_1\,a-k_2\cdot\frac{b}{a}$$

$$(EF)''_{273}=k_3\cdot a-k_4\cdot\frac{b}{a}\,.$$

Die $k_1\cdots k_4$ und die linken Seiten von IV und V lassen sich zahlenmäßig für jeden Stoff angeben.

Die Differenzen in den linken Seiten der Gleichung IV[1]) sind in den meisten berechneten Fällen klein gegenüber den Einzelgliedern. Da die Q vielleicht auf einige Proz. bestimmt sind, ist die Genauigkeit der Differenzen zu klein, um aus IV und V die a und b/a auszurechnen.

In der folgenden Tabelle sind die Werte für a zusammengestellt, die aus Gleichung III resultieren, und diejenigen, welche unter Vernachlässigung von b/a gegenüber a, aus IV und V sich berechnen.

Tabelle.

	a[2]) aus III	a aus IV	a aus V
Al	2,0	5,4	0,1
Cu	1,8	3,9	0,7
Ag	2,4	2,8	3,5
Pt	2,3	6,0	1,7
Au	2,7	5,1	2,7
Pb	2,5	4,1	7,0

Es ist aus der Tabelle ersichtlich, daß die a-Werte nach den beiden Berechnungsverfahren jedenfalls in der Größenordnung übereinstimmen.

Bezeichnungen:

v_T = Volumen des Grammatoms bei T^0 abs.

$$E=\int_0^T c_v\,dT=3RT\cdot\frac{3}{x_0^3}\int_0^{x_0}\xi^3\frac{1}{e^\xi-1}\,d\xi;$$

$$x_0=\frac{\Theta_0}{T}$$

1) E. Grüneisen, Ann. d. Phys. **39**, 257, 1912.

2) P. Debye, Vorträge über die kinetische Theorie der Materie und der Elektrizität. Leipzig, Teubner 1914. Diese Zeitschr. **14**, 259, 1913.

3) Es sind dabei Werte von T gemeint, für die $\frac{dE}{dT}$ nicht mehr wesentlich von T abhängt.

1) Für *Al* und *Cu* sind die Differenzen in Gl. V klein.

2) Das a aus III entspricht dem γ in der Arbeit von Grüneisen l. c.

Θ_0 = charakt. Temperatur

$$Q = \left(\frac{Cv}{\frac{1}{v}\frac{dv}{dT}}\right)_{T=0}; \quad F = a \cdot \left[4E - 3\frac{3RTx_0}{e^{x_0} - 1}\right] - \frac{b}{a}E$$

$$= aTc_v - \frac{b}{a}E$$

x_0 = Kompressibilität bei $T = 0$

$$(\ )' = \frac{d}{dT}.$$

$$\left.\begin{array}{l} k_1 = (3RT)^2[2 - {}^3/_8\, x_0 - {}^3/_{160}\, x_0^3 \cdots] \\ k_2 = (3RT)^2[2 - {}^3/_4\, x_0 + {}^3/_{80}\, x_0^3 \cdots] \\ k_3 = (3RT)^2[2 + {}^3/_{80}\, x_0^3 \cdots] \\ k_4 = (3RT)^2[2 - {}^3/_{40}\, x_0^3 \cdots] \end{array}\right\} \underline{T = 273.}$$

α und β sind die Koeffizienten der Entwicklung:

$$l - l_{273} = l_{273}(\alpha t + \beta t^2)$$

l_{273} = Länge bei $t = 0$.

Bei der Berechnung der Tabelle: Daten für die Ausdehnung (α und β) aus den Tabellen von Landolt-Börnstein. Die übrigen aus der Grüneisenschen Arbeit l. c.

Zusammenfassung.

1. Es wurde versucht, den Debyeschen Ausdruck für die Ausdehnung isotroper, einatomiger fester Stoffe bei solchen Temperaturen zu verwenden, wo das entsprechende c_v nicht mehr wesentlich von T abhängt. Eine Konstante a dieses erstgenannten Ausdrucks kann aus Kompressibilität, Grenzverhältnis Q und Atomvolumen einerseits, aus der Ausdehnung bei höheren Temperaturen, Q und v andererseits berechnet werden.

2. Die zahlenmäßige Bestimmung von a konnte wegen Unsicherheit der Q-Werte nur angenähert ausgeführt werden, ergab jedoch eine Übereinstimmung in der Größenordnung für die auf beide Arten berechneten a.

Göttingen, Januar 1916. Phys. Inst. math. Abteilung.

(Eingegangen 28. Januar 1916.)

Zur Erklärung der beim Geschützdonner, bei großen Explosionen usw. beobachteten Fortpflanzungseigentümlichkeiten des Schalles.

Von Fr. Nölke.

Beobachtungen von Eigentümlichkeiten der Schallfortpflanzung, die früher bei großen Explosionskatastrophen gelegentlich gemacht worden sind, hat man neuerdings während des Krieges bei der Ausbreitung des Geschützdonners vielfach bestätigt gefunden. Diese Eigentümlichkeiten bestehen bekanntlich darin, daß jenseits der die Schallquelle unmittelbar umgebenden inneren Zone der Hörbarkeit noch eine äußere vorhanden ist, die von der ersten durch eine mehr oder weniger deutlich ausgeprägte Zone des Schweigens getrennt wird. Einige während des Krieges gemachte Beobachtungen sind bereits wissenschaftlich verwertet worden. — Meinardus[1]) hat Beobachtungen zusammengestellt, die in Deutschland und Holland bei der Belagerung Antwerpens vom 29. September bis zum 8. Oktober 1914 gemacht worden sind; de Quervain[2]) bezieht sich auf deutsche, schweizerische und französische Berichte über die Ausbreitung des Kanonendonners aus dem Sundgau, Weihnachten 1914. Zur Erklärung der eigenartigen Tatsachen ist vielfach eine Hypothese herangezogen worden, die v. d. Borne[3]) begründet hat, und auch Meinardus und de Quervain machen den Versuch, sie mit den beobachteten Erscheinungen in Einklang zu bringen. Doch ist es bemerkenswert, daß keiner von beiden sich ohne Vorbehalt zu ihr bekennt. Meinardus glaubt zwar, daß die vorliegenden Tatsachen wohl geeignet seien, die Hypothese v. d. Bornes zu stützen, wagt aber nicht, eine endgültige Entscheidung zu treffen, und noch mehr hält de Quervain mit seinem Urteil zurück, weil mehrere Gründe gegen die Hypothese zu sprechen scheinen. Wir wollen im folgenden untersuchen, ob für oder gegen die Zulässigkeit der v. d. Borneschen Erklärung ein Urteil gefällt werden kann.

I.

v. d. Borne nimmt an, daß die untere Sauerstoff-Stickstoff-Atmosphäre in größeren Höhen von einer Wasserstoffatmosphäre überlagert wird. Eine scharfe Grenze zwischen beiden ist nicht vorhanden; der Übergang von der einen in die andere erfolgt allmählich. Schallstrahlen, welche in diese Übergangsschichten eindringen, werden, da der Wert des Verhältnisses $e:d$ (Elastizitätsmodul: Dichte) immer kleiner wird, stetig vom Lote gebrochen; sie beschreiben eine zur Erdoberfläche konkave Bahn und können daher in geeigneten Fällen ihren Weg zur Erdoberfläche zurückfinden. Tritt diese Möglichkeit ein, so entsteht die äußere Zone abnormaler Hörbarkeit.

1. Wenn die angegebene Erklärung richtig wäre, so müßte man erwarten, daß sich die Zonen der Hörbarkeit und des Schweigens in konzentrischen Ringen um die Schallquelle herumlagern, und daß sie, infolge der Konstanz der physikalischen Bedingungen, stets und überall dieselbe Ausdehnung besitzen. de Quervain

1) W. Meinardus, Die Hörweite des Kanonendonners bei der Belagerung von Antwerpen; Meteorol. Zeitschr. **32**, Heft 5, 1915.

2) de Quervain, Die Ausbreitung des Kanonendonners aus dem Sundgau, Umschau 1915, Heft 27.

3) v. d. Borne, Über die Schallverbreitung bei Explosionskatastrophen, diese Zeitschr. **11**, 483, 1910.

macht jedoch darauf aufmerksam, daß dies nicht der Fall sei. Zunächst hat sich die Vollständigkeit der Ringe noch in keinem Falle dartun lassen; meistens erstreckten sich die Zonen nur über einen Viertel- bis zu einem Halbkreise. Bei Beobachtungen der Ausbreitung des Geschützdonners wird sich zwar, weil in der Nähe der Front der Geschützdonner auch aus anderen Gebieten sich störend bemerkbar macht, die Lückenlosigkeit der Zonen mit Sicherheit niemals feststellen lassen; aber in allen übrigen Fällen die Unvollständigkeit der Ringe durch unvollständige Berichte zu erklären, ist nicht zulässig. Die sehr sorgfältig von Dörr[1]) zusammengestellten Beobachtungen bei der Explosionskatastrophe auf dem Steinfelde bei Wiener-Neustadt (7. Juni 1912) dürften z. B. an der Einseitigkeit der Ringausbildung kaum einen Zweifel lassen. Ferner erscheint nach den Feststellungen de Quervains die Zone des Schweigens bei dem Kanonendonner aus dem Sundgau nicht kreis-, sondern zungenförmig; sie verläuft in der Richtung des Schweizer Juras und endet in der Nähe des Feldberges im Schwarzwalde, während sich nördlich von ihr die Zone der Hörbarkeit ohne Unterbrechung bis nach Stuttgart und Mannheim erstreckt. Hieraus kann geschlossen werden, daß bei der Ausbildung der Zonen lokale Verhältnisse eine Rolle spielen, was gegen die v. d. Bornesche Hypothese sprechen würde, und diese Folgerung wird noch durch die andere Tatsache gestützt, daß im letzten Falle die Zone des Schweigens vom Schallzentrum nur ungefähr 30 bis 50 km entfernt war, während sie gewöhnlich erst jenseits 100 km ihren Anfang nimmt. Endlich weist de Quervain darauf hin, daß der Schall in der äußeren Zone der Hörbarkeit nicht, wie man es nach der v. d. Borneschen Hypothese erwarten müßte, aus der Höhe, sondern dem Erdboden parallel, zum Teil durch Tallücken hindurch, zu kommen schien.

2. Den angeführten Argumenten lassen sich noch andere anreihen. Bei manchen zu wissenschaftlichen Zwecken unternommenen Ballonfahrten sind, z. B. von Flammarion[2]), Untersuchungen über die Fortpflanzung der Schalles angestellt worden. Flammarion bemerkt (a. a. O. S. 153), daß auch ein verhältnismäßig schwacher Schall, wie das Zirpen der Grille, das Quaken der Frösche, die menschliche Stimme, das Rauschen des Wassers noch in ziemlich beträchtlicher Höhe, bis zu 1000 m, und zwar besonders nachts, wahrnehmbar sei; der Klang einer Glocke sei noch in 1600 m Höhe hörbar, ein Gewehrschuß in 1800 m, der Lärm eines Eisenbahnzuges in 2500 m, der Pfiff einer Lokomotive in 3000 m. Auf Grund seiner Beobachtungen glaubt Flammarion auf eine besonders gute Fortleitung des Schalles in senkrechter Richtung schließen zu dürfen. Er befindet sich aber in einem Irrtum. Denn alltägliche Beobachtungen zeigen, daß, wenn störende Nebengeräusche fehlen, der Klang einer Glocke, ein Gewehrschuß, das Rollen eines Eisenbahnzuges, der Pfiff der Lokomotive in wagerechter Richtung in viel größeren als den von Flammarion angegebenen Entfernungen hörbar ist[1]), trotzdem entlang der Erdoberfläche die Schallstrahlen infolge ihrer nach oben gerichteten Krümmung (vgl. Abschnitt II) eine Schwächung erleiden, während die Schallfortpflanzung in senkrechter Richtung durch die Reflexion am Erdboden noch eine Kräftigung erfährt. Häufig wird auch die feierliche Stille, die in den höheren Schichten der Atmosphäre, besonders in dem Gebiete jenseits der Wolken herrscht, ausdrücklich hervorgehoben. Daß der Schall bei der Ausbreitung in senkrechter Richtung mehr geschwächt wird als in wagerechter Richtung, kann dadurch erklärt werden, daß er, beim Übergang in dünnere und anders temperierte Luftschichten, außer der Brechung auch eine Reflexion erleidet, welche die Energie der Schallwellen verringert.[2]) Beim Übergang der

1) J. N. Dörr, Über die Hörbarkeit von Kanonendonner, Explosionen u. dgl. Meteorol. Zeitschr. **32**, Heft 5, 1915.

2) C. Flammarion, Meine Luftreisen, ins Deutsche übersetzt von Th. Grigull. Halle, O. Hendel.

1) Die menschliche Stimme z. B., die nach Flammarion in der Richtung von unten nach oben bis zu 500 m, in der Richtung von oben nach unten bis zu 200 m verständlich bleibt (a. a. O. S. 154), reicht, wenn keine störenden Einflüsse vorliegen, in wagerechter Richtung kilometerweit. Foster konnte sich bei Port Bowen mit einem 2 km weit entfernten Manne gut unterhalten, und der Ruf der Schildwachen von Portsmouth ist nach Nicholson 6000 bis 7500 m weit hörbar.

2) Tyndall hat durch Versuche nachgewiesen, daß Luftschichten von verschiedener Temperatur oder verschiedenem Wasserdampfgehalt den Schall nur teilweise durchlassen, daß sie ihn teilweise reflektieren. Die Atmosphäre, in der sich verschieden temperierte Luftmassen über- oder nebeneinander befinden, ist daher als akustisch trübe zu bezeichnen. Tyndall hat festgestellt, daß selbst in der klarsten Luft Echos von großer Intensität und langer Dauer entstehen. In Übereinstimmung hiermit steht die Beobachtung des Astronomen v. Zech, daß auf der isoliert liegenden Sternwarte Seeberg bei Gotha bei heiterer, ruhiger, trockener Luft, wenn die Sterne keine oder nur geringe Scintillation zeigten, die Glocken der umliegenden Dörfer, das Geräusch der Mühlen, das Bellen der Hunde, das Rufen der Nachtwächter ausnehmend deutlich gehört wurden, während alle diese Schalle gar nicht oder nur dumpf wahrnehmbar waren, wenn die Sterne scintillierten. Auch A. v. Humboldt hat über die akustische Durchlässigkeit der Luft interessante Beobachtungen gemacht (vgl. J. Tyndall, Der Schall. Deutsche Übersetzung v. Helmholtz und Wiedemann, S. 21 f.).

Wenn bei der Schallfortpflanzung die Energieübertragung nur nach den Gesetzen des elastischen Stoßes

Schallwellen von dünneren in dichtere Schichten tritt eine ähnliche Schwächung ein. Was nach Durchqueren der Luftschichten in 70 und mehr km Höhe, wo die Luftdichte geringer als der 10000. Teil der Dichte an der Erdoberfläche ist, an Schallenergie zur Erde zurückgelangt, dürfte daher nur noch ein verschwindender Bruchteil der ursprünglichen Energie, und da gleichzeitig eine Schwächung derselben nach dem Quadratgesetze der Entfernung erfolgt, nicht mehr imstande sein, auf die Gehörnerven einen Eindruck zu machen.

3. Ferner ist zu beachten, daß, wenn der Himmel bedeckt ist, die in der Grenzzone der Wasserstoffatmosphäre zurückgebogenen Schallstrahlen zweimal die Wolkenschicht durchdringen müssen und, da Nebel in hohem Grade den Schall dämpft[1]), in ihr ebenfalls eine mehr oder minder bedeutende Schwächung erfahren.

4. Die beobachtete Verstärkung des Schalles am inneren Rande der äußeren Zone der Hörbarkeit erklärt v. d. Borne dadurch, daß hier eine Art Brennlinie der Schallstrahlen entstehe. Eine Brennlinie kommt zustande, wenn zwei benachbarte Strahlen sich schneiden. Am inneren Rande der äußeren Hörbarkeitszone schneiden sich aber nicht benachbarte, sondern weit voneinander getrennte Strahlen, die in sehr verschiedenen Höhen über der Erdoberfläche zur Rückkehr gezwungen wurden und daher um viele km verschiedene Wege zurücklegen mußten (vgl. v. d. Borne, a. a. O. S. 487, Tabelle). Wenn aber zwei Schallwellen viele Sekunden, ja mehr als eine Minute nacheinander eintreffen, so kann von einer gegenseitigen Verstärkung nicht mehr die Rede sein.

5. Angenommen endlich, alle unsere die Energie der zurückgebogenen Schallwellen betreffenden Einwendungen seien hinfällig, welchen Ursachen will man es dann zuschreiben, daß sich die in Rede stehenden Eigentümlichkeiten der Schallfortpflanzung nicht bei jeder heftigen Schallerregung beobachten lassen? Müßten sich nicht, da die Verhältnisse in den Grenzschichten der Sauerstoff-, Stickstoff- und der Wasserstoff-Atmosphäre ungeändert bleiben, an jedem Orte und zu jeder Zeit dieselben Erscheinungen wiederholen? Besondere Windverhältnisse in den oberen Atmosphärenschichten können hier zur Erklärung nicht herangezogen werden, da sich aus ihnen höchstens eine gewisse Einseitigkeit der Hörbarkeitsverhältnisse ergäbe. Andere Ursachen dürften aber kaum aufzufinden sein.

II.

Nach allem Gesagten erscheint es sehr zweifelhaft, ob die Hypothese v. d. Bornes bei der Erklärung der in Frage stehenden Schallphänomene herangezogen werden darf. Die andere Hypothese, daß in der Umgebung der Schallquelle aufsteigende, über der Zone des Schweigens horizontale und in der äußeren Zone der Hörbarkeit absteigende Luftströme den Schall übertragen, verdient wegen der Willkürlichkeit ihrer Voraussetzungen kaum eine ernstliche Würdigung und soll hier nicht weiter diskutiert werden. Aber es läßt sich noch eine dritte Annahme machen, die merkwürdigerweise schon bald nach den ersten Beobachtungen der Schallfortpflanzungsanomalien von de Quervain und v. d. Borne aufgestellt worden ist. Sowohl de Quervain als v. d. Borne haben auf die Möglichkeit hingewiesen, daß Schallwellen an höher temperierten Luftschichten reflektiert werden können, weil der Schallstrahl beim Eindringen in wärmere Luftschichten vom Lote gebrochen wird. Trotzdem diese Erklärung, wie wir sehen werden, alle beobachteten Eigentümlichkeiten sehr gut erklärt, ist sie von ihren Urhebern wieder aufgegeben worden, wahrscheinlich weil ein Nebenumstand, mit dem sie steht und fällt, von ihnen übersehen worden ist.

Bedeutet α den Winkel, den der Schallstrahl an einer beliebigen Stelle mit der Vertikalen bildet, T die absolute Temperatur an dieser Stelle, und sind α_0 und T_0 die bei der Schallquelle geltenden Werte, so besteht, wenn die molekulare Zusammensetzung der Luft sich nicht ändert

---

vor sich ginge, so würde im Falle kontinuierlicher Dichteänderung die gesamte Energie mit den Schallstrahlen fortwandern. Es sei m die stoßende Luftmasse, c ihre Geschwindigkeit, m' die gestoßene Masse, v' ihre Geschwindigkeit nach dem Stoße; dann ist

$$v' = \frac{2\,mc}{m + m'} .$$

Schreibt man $m' = m + dm$, $v' = c + dc$, so erhält man $2\,m\,dc = -c\,dm$ und hieraus $mc^2 = \text{const.}$, d. h. die Energie bleibt dem Schallstrahle erhalten (vgl. Seeliger, Beobachtung der Helligkeitsabnahme durch Brechung, diese Zeitschr. **5**, 237, 1904).

1) Vgl. Winkelmanns Handbuch der Physik, Bd. 2, Akustik, 2. Aufl., S. 558.

Die Angaben über den Einfluß des Nebels auf die Schallfortpflanzung lauten nicht ganz übereinstimmend. Nach Tyndall ist ein Einfluß nur dann erkennbar, wenn der Nebel eine andere Temperatur besitzt als die umgebende Luft. In diesem Falle würde also der Nebel selbst keine Rolle spielen, sondern nur eine Luftmasse, die schon an sich infolge ihrer Temperaturverhältnisse als akustisch trübe zu bezeichnen wäre, auch optisch trübe machen. Für unseren obigen Einwand ist diese Feststellung unwesentlich, da die Wolkenschicht häufig eine Zone der Temperaturumkehr darstellt (vgl. A. Wegener, Thermodynamik der Atmosphäre, S. 143 ff.) und daher akustisch trübe ist. Die von Flammarion beobachtete gute Wahrnehmbarkeit irdischer Geräusche in der Wolkenschicht (a. a. O. S. 57 und 154) bestätigt unsere Folgerung. Sie beruht wahrscheinlich nicht, wie Flammarion vermutet, auf einer besseren Leitfähigkeit des Nebels für den Schall, sondern auf einer Reflexion der Schallstrahlen an der höher temperierten Luftschicht der Wolke; vgl. Abschnitt II.

und wenn von der Krümmung der Erdoberfläche abgesehen wird, die Gleichung

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\alpha_0}=\sqrt{\frac{T}{T_0}}$$

(vgl. v. d. Borne, a. a. O. S. 485). Für den Punkt der Umkehr des Strahles nach der Erdoberfläche folgt hieraus $\sin\alpha_0=\sqrt{T_0:T}$. Hiernach würde ein Strahl nur dann zur Erde zurückkehren können, wenn $T>T_0$, d. h. wenn die Temperatur in den oberen Atmosphärenschichten höher als die Temperatur an der Erdoberfläche wäre. Diese Annahme bei sämtlichen beobachteten Fällen abnormaler Hörbarkeit zu machen, ist aber wegen der großen Seltenheit einer absoluten Temperaturumkehr gänzlich unzulässig. Aus dem angegebenen Grunde lehnt v. d. Borne die Erklärung ab (a. a. O. S. 485), und de Quervain scheint seiner Beweisführung gefolgt zu sein. Aber bei derselben ist ein wesentliches Moment ganz unberücksichtigt geblieben, d. i. die Beugung der Schallstrahlen. Diese darf auf keinen Fall vernachlässigt werden. Eine wie große Rolle die Beugung schon bei der gewöhnlichen Schallfortpflanzung spielt, ist bekannt. Bäume, Häuser und nicht übermäßig hohe Bodenerhebungen bieten den Schallstrahlen, besonders bei größeren Wellenlängen, nur ein geringes Hindernis; ja sogar im hindernisfreien Raume würde die nach allen Seiten hin erfolgende Ausbreitung des Schalles bei normalen Verhältnissen ohne Beugung überhaupt nicht zu erklären sein. Um dies zu zeigen, wollen wir die Bahn bestimmen, die ein Schallstrahl in der Atmosphäre zurücklegt, falls von der Beugung abgesehen wird.

Das gewöhnliche Temperaturgefälle in den unteren Luftschichten sei ε Celsiusgrade auf 1000 m Höhendifferenz; dann folgt aus der Gleichung

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\alpha_0}=\sqrt{\frac{T}{T_0}},$$

da $T=T_0-\varepsilon y\,\mathrm{km}^{-1}$ und $\sin^2\alpha=\dfrac{dx^2}{dx^2+dy^2}$ ist, wenn man

$$\sin^2\alpha_0\left(1-\frac{\varepsilon y}{T_0}\mathrm{km}^{-1}\right)=z$$

und

$$\frac{\varepsilon\sin^2\alpha_0}{T_0}\mathrm{km}^{-1}=A$$

setzt,

$$dz\sqrt{\frac{z}{1-z}}=-A\,dx.$$

Durch Integration ergibt sich hieraus für die Bahn des Schallstrahls die Gleichung

$$Ax=\sqrt{z-z^2}-\frac{1}{2}\arccos(1-2z)$$

$$+\alpha_0-\frac{1}{2}\sin 2\alpha_0.$$

Für den Krümmungsradius ϱ dieser Kurve erhält man den einfachen Wert

$$\varrho=\frac{2\sqrt{z}}{A}.$$

Setzt man $\alpha_0=90^0$, so findet man für die Kurvengleichung die in der Umgebung des Nullpunktes geltende Näherungsformel

$$x=2\sqrt{\frac{y}{A}}.$$

Dies ist die Gleichung einer Parabel.

Der Durchschnittswert von ε ist in Mitteleuropa 6. Setzt man $T_0=280$, so ergibt sich aus der letzten Gleichung z. B. für $y=1$ km, $x=14$ km, und für $y=0{,}5$ km, $x=10$ km. Wenn keine Beugung vorhanden wäre, so würde also der wagerecht ausgehende Schallstrahl schon in 14 km Entfernung 1 km hoch, in 10 km Entfernung 500 m hoch und in 1 km Entfernung 5 m hoch über unseren Köpfen hinstreichen, d. h. man würde am Erdboden schon in geringer Entfernung von der Schallquelle den Schall nicht mehr wahrnehmen. In Wirklichkeit umgibt die Zone der normalen Hörbarkeit die Schallquelle aber bis zu einer Entfernung von 80 und mehr km, und dabei liegen die äußersten Punkte dieser Zone infolge der Erdkrümmung sogar noch mehr als 500 m unter der Tangentialebene, die an der Schallquelle die Erdoberfläche berührt! Wenn aus dieser Tatsache die außerordentliche Bedeutung der Beugung der Schallstrahlen für die Hörbarkeit des Schalles schon in der näheren Umgebung der Schallquelle hervorgeht, so versteht es sich von selbst, daß sie auch bei der Erklärung der Schallphänomene in der äußeren Zone der Hörbarkeit nicht vernachlässigt werden darf. Wenn auch zugegeben werden muß, daß in größerer Entfernung von der Schallquelle nicht gebeugte Schallstrahlen, weil sie bedeutende Höhen in immer steilerer Bahn durcheilen, nur dann zur Erde zurückkehren könnten, wenn sie in hoch temperierte Luftschichten eindringend, eine kräftige Brechung erführen, so ist demgegenüber doch zu betonen, daß stets noch kräftige abgebeugte Strahlen vorhanden sind, die unter kleinen Winkeln der Erdoberfläche verhältnismäßig nahe Luftschichten treffen und, falls diese eine etwas höhere Temperatur besitzen als die unter ihnen befindlichen Schichten, an ihnen zur Umkehr gezwungen werden können. So würde z. B. ein Schallstrahl, der bis zu $3^1/_2{}^0$ gegen die Grenzfläche zweier Schichten geneigt wäre, total reflektiert

werden, falls die obere Schicht eine nur um 1° C höhere Temperatur besäße als die untere. Damit die Zone des Schweigens und die äußere Zone der Hörbarkeit ihre Erklärung finden, braucht daher nur angenommen zu werden, daß in verhältnismäßig geringen Höhen der Atmosphäre die Temperatur eine Inversion erleidet. Derartige Inversionen sind häufig festgestellt worden[1]) und können verschiedene Ursachen haben. Sie können entstehen, wenn wärmere Luftströmungen sich über kältere schieben oder wenn, bei der Neubildung von Wolken, durch teilweise Kondensation des Wasserdampfes Wärme frei wird[2]). Durch ungleichmäßige Ausbildung der Inversionsschicht finden alle Unregelmäßigkeiten, die bei den drei Zonen in den verschiedenen bis jetzt untersuchten Fällen festgestellt sind, ihre Erklärung. Die Schicht kann höher und tiefer liegen; sie kann Lücken aufweisen; sie kann sich auch lokal heben oder senken. Dadurch wird die Gestalt und die Erstreckung der Zonen beeinflußt.

Der Erklärung gemäß würde, wenn eine Brechung und Reflexion der Schallwellen in den oberen Luftschichten erfolgt, die Zone des Schweigens nur die unteren Luftschichten umfassen. Bei senkrechter Erhebung von der Erdoberfläche und gleichzeitiger Annäherung an die Inversionsschicht müßte man in den Weg der Schallstrahlen gelangen und den Schall daher wahrnehmen. Dies ist tatsächlich beobachtet worden. de Quervain bemerkt, daß beim Kanonendonner aus dem Sundgau innerhalb der Zone des Schweigens an gewissen hochgelegenen Stellen (des Schweizer Juras) der Schall hörbar gewesen sei. Für die Erklärung spricht ferner der Umstand, daß die günstigste Zeit für die Schallfortpflanzung, was sich besonders deutlich bei dem Kanonendonner an der Westfront bemerkbar gemacht hat, die kühle Jahreszeit ist; im Winter ist nämlich die Inversion eine viel häufigere Erscheinung und außerdem, wegen der größeren Gleichmäßigkeit der Temperaturverteilung in den unteren Atmosphärenschichten, die akustische Durchlässigkeit der Luft eine bessere als im Sommer.

Im Hinblick auf die Intensität der Schallfortpflanzung verdient noch der Umstand Erwähnung, daß, wenn die Schallwellen in verhältnismäßig geringen Atmosphärenhöhen reflektiert werden, die Ausbreitung des Schalles gleichsam zwischen zwei parallelen Flächen erfolgt, seine Intensität also nicht mit der zweiten, sondern nur mit der ersten Potenz der Entfernung abnimmt.

(Eingegangen 31. Januar 1916.)

1) A. Wegener, Thermodynamik der Atmosphäre; 1911, S. 137 ff.

2) Flammarion hat auf seinen Ballonfahrten beim Durchqueren der Wolken in ihnen gewöhnlich eine 2° bis 4° höhere Temperatur als unterhalb und oberhalb derselben festgestellt, und zwar war die Temperatur am höchsten in der Nähe des oberen Wolkenrandes (a. a. O. S. 150).

Die elektromagnetischen Wellenkonstanten eines isotropen Körpers, erschlossen aus Polarisationsmessungen auf Grund der historischen Reflexionsformeln.

Von Karl Uller.

Es falle ein einfaches, einfarbiges Strahlbündel auf die Grenzebene eines isotropen und nicht-drehenden konservativen Körpers mit positiver Wellenkonstante unter einem solchen Winkel φ, daß „Totalreflexion“ nicht auftritt. Wir zerlegen seine Schwingungsellipsen parallel und senkrecht zur Einfallsebene und bezeichnen die entsprechenden Amplituden mit E_p bzw. E_s. Für das Verhältnis der reflektierten Amplituden haben wir bekanntlich

$$\frac{R_p}{R_s} = -\frac{E_p}{E_s}\,\frac{\cos(\varphi+\chi)}{\cos(\varphi-\chi)}. \qquad (1)$$

Darin ist χ der Winkel des gebrochenen Strahlbündels mit dem Flächenlot; er berechnet sich aus dem „Snelliusschen Brechungsgesetz“, welches lautet:

$$\sin\varphi : \sin\chi = \sqrt{a_2} : \sqrt{a_1}. \qquad (2')$$

Statt der Wellenkonstanten a kann man die elektrischen Erregungskoeffizienten ε setzen, wenn die magnetischen Erregungskoeffizienten μ für beide Medien gleich sind.

Findet „Totalreflexion“ statt, oder besitzen die Körper Extinktionsfähigkeit oder sind die ersten Wellenkonstanten nicht positiv, so gilt der Ausdruck (1) nur noch formal, vorausgesetzt daß wir auch die Beziehung (2') nur noch formal ansetzen, also nach dem Vorgang von Cauchy χ als einen komplexen Winkel ansehen, der aus dem komplexen Verhältnis

$$\frac{\sin\varphi}{\sin\chi} = \sqrt{\frac{a_2}{a_1}} \qquad (2)$$

definiert ist. Die beiden Komponenten von χ haben keine physikalische Bedeutung: sie geben nicht die Richtung des Phasen- bzw. des Amplitudengefälles gegen das Flächenlot an. Natürlich fallen jetzt auch die reflektierten Amplituden in (1) komplex aus; man schreibt daher

$$R_p/R_s = \varrho\cdot e^{i\delta}, \qquad (3)$$

worin ϱ das Verhältnis der reellen Amplituden und δ die relative Phasendifferenz der P-Welle gegen die S-Welle bedeutet.

Es sei nun das einfallende Strahlbündel strichpolarisiert unter 45^0 gegen das Lot der Einfallsebene, so daß E_p gleich E_s ist. Dann ergibt sich aus (1) und (3) unter Hinzuziehung von (2) bekanntlich

$$\frac{1-\varrho\cdot e^{i\delta}}{1+\varrho\cdot e^{i\delta}}=\frac{\cos\varphi\cdot\cos\chi}{\sin\varphi\cdot\sin\chi}=\frac{\sqrt{a_2/a_1-\sin^2\varphi}}{\sin\varphi\cdot\operatorname{tang}\varphi}. \quad (4$$

Bei den üblichen Polarisationsmessungen im reflektierten Strahlbündel werden die Phasendifferenz δ und das Amplitudenverhältnis ϱ bestimmt; letzteres aus dem gemessenen Azimut ψ der wiederhergestellten Linearität der Schwingungen gegen das Lot der Reflexionsebene, gemäß der Formel $\varrho=\operatorname{tang}\psi$. Bedenken wir nun, daß

$$\frac{1-\varrho\cdot e^{i\delta}}{1+\varrho\cdot e^{i\delta}}=\frac{\cos 2\psi-i\sin\delta\cdot\sin 2\psi}{1+\cos\delta\cdot\sin 2\psi} \quad (5)$$

geschrieben werden kann, so liefert uns (4) direkt:

$$\begin{aligned} a_2' &= a_1'\sin^2\varphi+\{a_1'(\cos 4\psi+\cos^2\delta\cdot\sin^2 2\psi)+a_1''\sin\delta\cdot\sin 4\psi\}\sin^2\varphi\cdot\operatorname{tang}^2\varphi/\{1+\cos\delta\cdot\sin 2\psi\}^2 \\ a_2'' &= a_1''\sin^2\varphi+\{a_1''(\cos 4\psi+\cos^2\delta\cdot\sin^2 2\psi)-a_1'\sin\delta\cdot\sin 4\psi\}\sin^2\varphi\cdot\operatorname{tang}^2\varphi/\{1+\cos\delta\cdot\sin 2\psi\}^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Sind insbesondere φ und $\overline{\psi}$ zusammengehörige Werte für $\delta=\pi/2$, und ist das erste Medium insbesondere Luft, genauer das Vakuum, dessen elektromagnetische Wellenkonstante wir mit $a_0=4\pi^2/\lambda_0^2$ bezeichnen, so kommt aus (6) unter Weglassung des Zeigers 2:

$$\left.\begin{aligned} a'/a_0 &= \sin^2\varphi\,\{1+\operatorname{tang}^2\overline{\varphi}\cdot\cos 4\overline{\psi}\} \\ a''/a_0 &= -\sin^2\overline{\varphi}\cdot\operatorname{tang}^2\overline{\varphi}\cdot\sin 4\overline{\psi}. \end{aligned}\right\} \quad (6')$$

Diese einfachen Formeln liefern die beiden Wellenkonstanten des Körpers direkt und ohne irgendwelche Vernachlässigung.

Bisher sind diese Charakteristiken nur auf dem Umwege über den Brechungsindex n und den Absorptionsindex x berechnet worden, über „die optischen Konstanten", die aber nicht Konstanten in einem Brechungsgesetze der Isophasennormalen oder der Strahlungen sind und daher eine physikalische Bedeutung nicht beanspruchen können, deren Kenntnis für die gebrochene Welle also gleichgültig ist. Diese nur historisch gerechtfertigten Größen sind zudem bei Benutzung von Polarisationsmessungen bekanntlich nur aus verwickelten Formeln zu gewinnen, wobei man die Fehler von rechnerischen Vernachlässigungen oder von Ungenauigkeiten bei graphischen Auswertungen in den Kauf nehmen muß. Unsere Formeln (6) sind von diesen Übelständen frei. Einige aus der Literatur herausgegriffene Beispiele mögen die so auftretenden rechnerischen Unterschiede zeigen. Die folgende Tabelle gibt für einige Körper und Wellenlängen die Haupteinfallswinkel $\overline{\varphi}$ und die Hauptazimute $\overline{\psi}$, entnommen den Beobachtungen von Drude[1] Wartenberg[2]) Meier[3]) Försterling u. Fréedericksz[4]). Daraus sind nach (6') die Wellenkonstanten berechnet. Die Spalten (8) und (9) enthalten die von den Herren Beobachtern aus bekannten Formeln berechneten n und nx, aus denen ich die Zahlenwerte der Spalten (10) und (11) gewann. Diese sollten mit denen der Spalten (5) und (6) identisch sein. Man sieht

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Körper	Wellenlänge λ in $\mu\mu$	φ	ψ	a'/a_0	a''/a_0	Beobachter	n	nx	$n^2(1-x^2)$	$-2n^2x$
Gold	257,3	$60^0\ 43'$	$30^0\ 40'$	— 0,54	— 2,0	Meier	0,918	1,142	— 0,463	— 2,10
„	668	$74^0\ 2'$	$42^0\ 6'$	— 10,1	— 2,3	Meier	0,355	3,206	— 9,04	— 2,28
„	4830	$88^0\ 15'$	$43^0\ 24'$	— 1062	— 119,3	Försterling und Fréedericksz	1,83	33	— 995,6	— 120,7
Silber . . .	4370	$88^0\ 15'$	$41^0\ 12'$	— 1032	— 280,6	Försterling und Fréedericksz	4,34	32,6	— 1041,2	— 283
Kupfer . . .	4610	$85^0\ 30'$	27^0	— 48,6	— 152,6	Försterling und Fréedericksz	7,61	9,9	— 40,2	— 150,9
Platin . . .	4650	87^0	$27^0\ 18'$	— 118,3	— 343	Försterling und Fréedericksz	10,9	15,5	— 121,1	— 338
Iridium . . .	4600	87^0	25^0	— 62	— 357,6	Försterling und Fréedericksz	12,28	14,61	— 63,3	— 358,7
Nickel . . .	257,3	$61^0\ 38'$	$31^0\ 36'$	— 1,0	— 2,7	Meier	0,872	1,238	— 0,77	— 2,7
Quecksilber. .	325,5	$69^0\ 32'$	$37^0\ 51'$	— 4,65	— 3,02	Meier	0,679	2,257	— 4,46	— 3,06
Woodlegierung	257,3	64^0	$37^0\ 10'$	— 2,02	— 1,77	Meier	0,580	1,553	— 2,08	— 1,8
Wismut . . .	257,3	$59^0\ 30'$	$28^0\ 35'$	— 0,14	— 1,95	Meier	0,991	0,998	— 0,015	— 1,977
Natrium . . .	589	$71^0\ 19'$	$32^0\ 50'$	— 6,95	— 0,0183	Drude	0,005	2,61	— 6,80	— 0,026
Jod	361,1	$68^0\ 34'$	$18^0\ 41'$	+ 2,34	— 5,38	Meier	2,04	1,33	+ 2,39	— 5,43
„	589,3	$73^0\ 35'$	$5^0\ 18'$	+ 10,75	— 3,61	Meier	3,34	0,57	+ 10,83	— 3,80
Selen	257,3	$66^0\ 22'$	$20^0\ 33'$	+ 1,45	— 4,32	Meier	1,731	1,255	+ 1,425	— 4,35
„	668	$70^0\ 34'$	$5^0\ 6'$	+ 7,55	— 2,42	Meier	2,790	0,450	+ 7,60	— 2,51
Silizium . . .	589	$75^0\ 38'$	$3^0\ 30'$	+ 13,55	— 3,14	Wartenberg	3,87	0,47	+ 14,78	— 3,64
Graphit . . .	589	74^0	17^0	+ 5,1	— 10,42	Wartenberg	2,98	1,74	+ 5,86	— 10,37

1) Drude, Lehrbuch der Optik.

2) v. Wartenberg, Optische Konstanten einiger Elemente. (Verhandl. d. D. Phys. Ges. 12, 105, 1910.)

3) Meier, Untersuchungen über Dispersion und Absorption bei Metallen. (Dissertation, Göttingen 1909.)

4) Försterling u. Fréedericksz, Die optischen Konstanten einiger Metalle in Ultrarot. (Ann. d. Phys. 40, 201, 1913.)

aber, daß das nicht der Fall ist. Die Unterschiede sind meist nicht unbeträchtlich; für die erste Wellenkonstante von Wismut ist er sogar sehr groß. Es drängt sich die Frage auf: wie groß mögen erst in der Magnetooptik die Unterschiede ausfallen.

Der beschriebene Weg, auf dem das Ziel (6) erreicht worden ist, ist nicht befriedigend. Die Formeln (1) und (2) kranken an dem komplexen Winkel χ, dessen beide Komponenten jeder Anschauung bar sind. Wie ich schon früher — in der Einleitung einer Wellenstudie und im Schlußabsatz der Darstellung des Reflexionsvermögens eines isotropen Körpers — berührt habe, sind alle bisherigen Formeln für die Wellen in extingierenden, drehenden, elektrisch- und magnetisch-aktiven Körpern, ihrer Bauart nach induktiv, d. h. sie sind als Erweiterungen der Welle in einem gewöhnlichen konservativen Körper gedacht. Indessen tat diese historisch wohl erklärliche Auffassung den Verhältnissen Zwang an und schuf Formeln, die den Vorgängen nicht angemessen waren, Formeln, die ich zunächst mal nur zur Unterscheidung die historischen benennen will. Sachgemäß hat man vielmehr deduktiv zu verfahren, indem man aus den Grundgleichungen zunächst den Bau einer beliebigen Planwelle, einer Welle mit konstantem Wellenvektor sowie mit konstantem und gespreiztem Wellennormalenpaar, aufsucht, d. h. Beziehungen des Wellennormalenpaares und des Wellenvektors unter sich und zu den Wellenkonstanten feststellt. Sodann hat man mit Hilfe des Energieprinzips den Strahlvektor in seinen Beziehungen zu den genannten Größen darzustellen. Nunmehr kann man an das Problem der Brechung und Zurückwerfung der Welle herantreten. Statt der n und x treten dann die Normalkomponenten der Wellennormalenpaare in Verbindung mit den Wellenkonstanten beider Medien auf. Schließlich hat man noch die Strahlungen in allen Sekundärstrahlen zu berechnen, wobei zu beachten ist, daß im Allgemeinen nicht ihre Richtungen mit denen der zugehörigen Isophasennormalen zusammenfallen. Spezialisierte Voraussetzungen, wie z. B. daß beide Medien konservativ sind, oder daß das einfallende Wellennormalenpaar gestreckt ist, liefern einfacher gebaute Unterfälle. Die Vorzüge dieser Darstellung werden mit der Zeit auch an ihren Leistungen sichtbar werden.

Für die elektromagnetische Wellenfortpflanzung in gewöhnlichen Körpern, die ja im vorliegenden Falle in Betracht kommt, ist diese Darstellungsweise von mir durchgeführt[1]). Meine Aufgabe besteht also noch darin zu zeigen, wie die Formeln (6) auf diesem sachgemäßen Wege erreicht werden.

1) K. Uller, Brechung und Zurückwerfung elm. Wellen. (Verhandl. d. D. Phys. Ges. **16**, 875, 1914.)

Gießen, im Januar 1916.

(Eingegangen 25. Januar 1916.)

Bemerkung zu meiner Notiz: „Eine Kompensationsmethode zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen ohne Piezoquarz" [1]).

Von F. Harms.

Herr M. Wolfke macht mich freundlich darauf aufmerksam, daß die beschriebene Methode (von mir im Jahre 1903 angewandt, aber nicht publiziert) in den Jahren 1903, 1907, 1909 von Townsend, Moulin, Lattès in englischen und französischen Zeitschriften publiziert worden und nach diesen Publikationen auch in einige Handbücher aufgenommen ist. Bei der Abfassung der Notiz habe ich das, durch Militärdienst an genauerer Durchsicht der Literatur gehindert, übersehen.

Ich lege auch keinen Wert darauf, die an sich ja fast selbstverständliche Methode als mein geistiges Eigentum zu reklamieren, sondern nur darauf, auf ihre Vortrefflichkeit, auch für genaue Messungen, hinzuweisen.

1) Elster-Geitel-Festschrift; Braunschweig, Vieweg & Sohn 1915. Beilage.

Würzburg, Januar 1916.

(Eingegangen 3. Februar 1916.)

Nachtrag zu meiner Abhandlung: Über das Wulfsche Elektrometer und das Engler und Sievekingsche Fontaktoskop [1]).

Von B. Walter.

Von Herrn G. Berndt werde ich brieflich darauf aufmerksam gemacht, daß er die von mir in der obigen Abhandlung benutzte umgekehrte Stellung des Wulfschen Elektrometers bereits bei seinen luftelektrischen Messungen im Jahre 1911 [2]) angewandt habe, was mir bei Abfassung meiner Abhandlung leider nicht bekannt war und daher nicht erwähnt wurde. Die Veröffentlichung der letzteren war aber deswegen doch nicht überflüssig, da ihr Hauptzweck darin bestand, auf die Möglichkeit der Verbindung

1) B. Walter, diese Zeitschr. **17**, 21, 1916.

2) G. Berndt, diese Zeitschr. **12**, 1125, 1911 (s. auch Veröff. d. D. Wiss. Vereins in Buenos Aires Nr. 3, 1913, S. 20).

des umgekehrt gestellten Wulfschen Elektrometers mit dem Engler und Sievekingschen Fontaktoskop und die dadurch erreichte erhebliche Verbesserung dieses Apparates hinzuweisen, was bisher von anderer Seite noch nicht geschehen zu sein scheint.

Hamburg, Physikalisches Staatslaboratorium, den 10. Februar 1916.

(Eingegangen 11. Februar 1916.)

BESPRECHUNGEN.

W. Wien, Die neuere Entwicklung unserer Universitäten und ihre Stellung im deutschen Geistesleben. Rede für den Festakt in der neuen Universität am 29. Juni 1914. 31 Seiten. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1915. M. 1.—.

Die für eine Jubelfeier der Würzburger Universität (29. Juni 1914) bestimmte Rede, welche übrigens infolge des Serajewoer Mordes (28. Juni 1914) nicht gehalten werden konnte, nimmt zu den Fragen Stellung: Haben unsere Universitäten wirklich noch die führende Stellung im deutschen Geistesleben, ist ihre Organisation noch die richtige?

Es ist ungemein erfreulich, daß auch einmal ein hervorragender Vertreter der Physik an die in jenen Fragen berührten Dinge herangeht. Trotz mancher eindringlichen Mahnung gehört es ja leider für die meisten deutschen Universitätslehrer immer noch zum Dogma, daß alles bei den Universitäten wunderbar bestellt sei, und daß man sich um Fragen jener Art immer nur zu kümmern brauche, solange man ein akademisches Ehrenamt bekleide oder sobald es gelte, ein irgendwie für gefährdet erachtetes Universitätsprivilegium zu verteidigen. In Wirklichkeit ist es höchste Zeit, mit jener „Ich lieg und besitze" Stimmung aufzuräumen. Mehr noch wie zur Zeit, da die vorliegende Rede entstand, wird heute durch den Krieg die Mahnung herangebracht, Veraltetes auszumerzen und die neuen Aufgaben entschlossen zu erkennen, damit auch Universitäten und Hochschulen den Riesenforderungen und -Hoffnungen der kommenden Zeiten gerecht werden.

Wer solche Mahnung hören will, findet in der Rede W. Wiens viele Anregung. Zahlreiche Einzelfragen werden berührt, wenn es sich auch naturgemäß im Rahmen einer Rektoratsrede eben nur um ein Berühren handeln kann. Manches klugbedachte Wort findet sich über die Dinge, die im Urgrunde des Universitätslebens gären und sich regen. Mit Recht wird z. B. wieder betont, daß es ein bedauerliches Versäumnis der Universitäten war, sich nicht bei Zeiten die technischen Hochschulen anzugliedern, wobei fraglos beide Anstalten gewonnen haben würden. Hier hätte eine eindringliche Warnung mit deutlichem Fingerzeig angebracht werden können; denn dem Eingeweihten zeigen sich schon wieder Keime zu ähnlichen Unterlassungssünden und entsprechenden weiteren Einbußen. — Daß ein Nachgeben gegen das Drängen der Privatdozenten, an der Universitätsverwaltung teilzunehmen, deren eigenes Interesse schädigen würde, wird jeder Einsichtige unterschreiben. Im großen und ganzen möchte W. Wien überhaupt die innere Organisation der Universitäten nur wenig geändert sehen. — Die von vielen gefürchtete Gefahr einer Zentralisation der deutschen Wissenschaft an die großen Universitäten hält W. Wien nicht für bedrohlich. Der Höhepunkt dieser Entwicklung sei schon überschritten, und es gäbe zum Glück eine große Reihe von Kräften, sowohl idealer wie materieller Art, welche der Zentralisation das Gegengewicht halten. Die von Althoff eingeleitete Politik, jeder der kleinen Universitäten wenigstens in einer Wissenschaftsgruppe eine auch der größten Universität gleichwertige Ausstattung zu schaffen, ist ein sehr wichtiges und bewußt angewendetes Gegenmittel dieser Art, welches gelohnt hätte, hier zu nennen und zu würdigen. — Die Forschungsinstitute sind sehr zu begrüßen, aber sie sollten unbedingt den Universitäten angegliedert werden; ihre Leitung müßte gewissermaßen „Ordinarien ohne Lehrauftrag" an einer Universität übergeben werden; das würde beiden Teilen zum Segen gereichen. — „Ebenso wichtig aber, und vielleicht wichtiger wie gute äußere Einrichtungen, ist der Geist, der an den Universitäten herrscht und die sittliche Kraft, die sie ausüben". Man darf mit Wien der Meinung sein, daß wir auch in dieser Beziehung im großen und ganzen den richtigen Weg gegangen sind. Doch wäre es gut gewesen, einmal zu fragen, ob die Universitäten nicht doch, in einseitiger Überschätzung des wissenschaftlichen Könnens vielfach den Sinn für die Bedeutung der unterbewußten Persönlichkeit und deren Pflege verloren haben; ob nicht doch hier und da der ihnen gemachte Vorwurf des „Gehirnfatzkentums" berechtigt ist; und ob sie nicht bei Vermeidung dieses Fehlers in größerer Breite als die geistigen Führer des Volkes anerkannt sein würden, als sie es jetzt sind. Der Krieg kann und wird uns auch auf diesem Gebiete seine Lehren nicht vorenthalten.

Es hätte sicher noch vieles mehr gesagt und das Gesagte in vielem tiefer gefaßt werden können. Im ganzen aber ist die Rede ein erfreuliches Zeichen der Zeit. Möchte sie ihren Zweck erreichen, recht viele zur Beantwortung ihrer Fragen durch Wort und Tat anzuregen.

H. Th. Simon.

K. Schreber, Hervorragende Leistungen der Technik, Erster Teil. (B. Schmids naturwissenschaftl. Schülerbibliothek. Nr. 20.) gr. 8°. IV. u. 216 S. mit 56 Abb. im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1913. Geb. M. 3.—.

In dem vorliegenden ersten Teil findet man die mit der Mechanik und der Wärmelehre verwandten Teile der Ingenieurwissenschaften behandelt; der zweite Teil soll der Optik und der Elektrizitätslehre gewidmet sein. Das Buch enthält drei Kapitel: 1. Brückenbau, 2. Wind- und Wasserkräfte, 3. Wärmekraftmaschinen und Heizung. In jedem Kapitel werden zunächst die wissenschaftlichen Grundlagen, die der Ingenieur zur Herstellung seiner Werke benutzt hat, leicht faßlich dargelegt, woran sich jeweils die Beschreibung eines technischen Meisterwerkes anschließt. Diese „Wunder der Technik" sind im ersten Kapitel die Kaiser-Wilhelm-Brücke zwischen Remscheid und Solingen, im zweiten die Urfttalsperre in der Rheinprovinz und in dem dritten Kapitel das Königliche Fernheizwerk in Dresden.

Die Lektüre dieser Schrift wird nicht nur größeren Schülern, sondern auch Erwachsenen Freude machen.

R. Lucas.

H. Thurn, Die Funkentelegraphie. (Aus Natur und Geisteswelt. 167.) 3. Aufl. 111 S. mit 51 Abbildungen. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. 1915. Gebunden M. 1,25.

Den Bestrebungen der Sammlung „Aus Natur und Geisteswelt" entsprechend will das Bändchen eine populäre Einführung in die drahtlose Telegraphie bieten und wird manchem, der es mit nicht zu großen Ansprüchen zur Hand nimmt, willkommen sein. Eingangs werden die physikalischen Grundbegriffe der Lehre von der Elektrizität und vom Magnetismus ohne mathematische Formeln entwickelt. Dann folgt nach einem kurzen Abschnitt über die geschichtliche Entwicklung der Funkentelegraphie die Besprechung der Einzelteile der Sende- und Empfangsschaltungen, wobei vorzugsweise das Telefunkensystem beschrieben wird. Ein zweiter Hauptabschnitt behandelt die drahtlose Telephonie, und zum Schluß wird in mehreren Tabellen der Einfluß der Funkentelegraphie auf den Wirtschaftsverkehr und das Verkehrsleben dargelegt. Für den Physiker kommt das Bändchen als Einführung in das Sondergebiet nicht in Frage.

P. Ludewig.

H. Böttger, Physik. Zum Gebrauch bei physikalischen Vorlesungen in höheren Lehranstalten sowie zum Selbstunterricht. II. Band. Optik, Elektrizität, Magnetismus. gr. 8⁰. XII u. 1134 S. mit 882 Abbildungen u. 27 Tafeln. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1915. Geb. M. 26.—.

Der erste Teil dieses fleißigen und schön ausgestatteten Werkes ist bereits hier (**14**, 789, 1913) besprochen worden; mit dem nunmehr vorliegenden zweiten Teil findet das Werk seinen Abschluß. Um einen Überblick in den reichen Inhalt des Werkes zu gewinnen, mögen hier wenigstens die Überschriften aus dem Abschnitt „Optik" angeführt werden: Von der Ausbreitung des Lichtes, Katoptrik, Dioptrik, Dispersion des Lichtes, das Auge und die Gesichtsempfindung, die optischen Instrumente, von den Lichttheorien, von der Interferenz und der Beugung des Lichtes, von den Eigenschaften der Spektren und von der Spektralanalyse, von den Lumineszenzerscheinungen, von der geradlinigen Polarisation und der Doppelbrechung des Lichtes, von der Interferenz des polarisierten Lichtes, von der natürlichen Drehung der Polarisationsebene, Photochemie (S. 985—1478).

Von der Differential- und Integralrechnung wurde in diesem Bande ausgiebiger Gebrauch gemacht, wodurch das Buch jedenfalls gewinnt. Die Darstellung, durch zahlreiche gut ausgeführte Figuren unterstützt, ist meist klar und einwandfrei.

R. Lucas.

E. Ariès, Chimie physique élémentaire. Tome premier. Les principes généraux de la statique chimique. gr. 8⁰. XXX u. 212 S. Paris, A. Hermann et fils.

Das vorliegende Werk, ein kurzes Lehrbuch der klassischen Thermodynamik in der von Gibbs und Le Chatelier gewählten Formelsprache, gibt unter möglichster Vermeidung algebraischer Rechnungen die Grundformeln und Grundgesetze fast ohne erläuternde Beispiele.

Riesenfeld.

H. Freundlich, Kapillarchemie und Physiologie. Zweite, erweiterte Auflage. gr. 8⁰. IV u. 48 S. mit 5 Figuren. Dresden, Theodor Steinkopff. 1914. Geh. M. 1.50.

Die Probevorlesung des Verfassers, deren erweiterte Wiedergabe großen Beifall gefunden hatte, liegt nun in zweiter Auflage vor. Diese hat den häufigen Nachteil des Alters, das Dickerwerden, vermieden und zeigt nur seine Vorzüge: größere Vorsicht und Erfahrung. Die seit dem Erscheinen der ersten Auflage neu gewonnenen Kenntnisse sind geschickt in den angefügten Erläuterungen verwertet, in denen auch die früher etwas tendenziöse Darstellung des Verfassers abgeschwächt und korrigiert ist. Das Wichtigste hiervon: Während der Verfasser früher annahm, daß die Adsorption nichts anderes als die von der Thermodynamik geforderte Verdichtung eines gelösten Stoffes an der Grenzfläche nach Maßgabe seines Einflusses auf die Grenzflächenspannung sei, schränkt er es jetzt darauf ein, daß der zeitlich erste, rasch verlaufende Vorgang „anscheinend fast immer" den Charakter einer Adsorption trägt, dem dann oft die Bildung fester Lösungen oder chemischer Verbindungen folgt. Dem Referenten schiene es einfacher und anschaulicher zuzugeben, daß die Adsorptionserscheinungen sowohl durch Grenzflächenspannungen wie durch chemische Kräfte (feste Lösung, Verbindung) veranlaßt sein können. Die Zwischenschiebung eines ersten, rasch verlaufenden Vorganges könnte dann in den Fällen, in denen dies rein hypothetisch und unnötig ist, fortfallen. Die klare und glatte Form der Darstellung und das Hervorheben des Wichtigsten unter Fortlassung alles unnötigen Beiwerks werden dem Buche weiter die weite Verbreitung sichern, die es schon gefunden.

Riesenfeld.

Francis W. Gray, A manual of practical physical chemistry. gr. 8⁰. XVI u. 211 S. London, Macmillan and Co.

Das Buch enthält eine Zusammenstellung von 39 physikalisch-chemischen Praktikumsaufgaben, die sich je in 2—3 Stunden ausführen lassen. Für die Auswahl war der Gesichtspunkt maßgebend, daß die Schüler die wichtigsten Apparate und Meßmethoden kennen lernen. Doch fehlt Wesentliches, so das Kompensationsverfahren zur Messung elektromotorischer Kräfte. Diese — richtiger die Klemmenspannungen, was aber der Verfasser verwechselt, — werden mit einem Voltmeter von 500 Ohm Widerstand bestimmt. Ebenso fehlen die Methoden zur Ermittlung der spezifischen Wärmen von festen Stoffen, Flüssigkeiten und Gasen u. a. m. Immerhin kann das Büchlein auch bei uns dadurch von Nutzen sein, daß manche Vereinfachung bei experimentellen Anordnungen und praktische Kunstgriffe darin zu finden sind.

Riesenfeld.

Fritz Förster, Elektrochemie wässeriger Lösungen. (Handbuch der angewandten physikalischen Chemie, herausgegeben von G. Bredig. Band I.) Zweite vermehrte und verbesserte Auflage. XVIII u. 804 S. mit 186 Abbildungen im Text. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1915. M. 30.—, gebunden M. 31.50.

Die erste Auflage[1]) des vorliegenden Werkes hat

1) Diese Zeitschr. **6**, 751, 1905.

sich durch ihre pädagogischen Vorzüge Lehrenden und Lernenden und durch die Reichhaltigkeit ihres Inhalts auch wohl Ratsuchenden der Technik nützlich erwiesen. Die nach zehn Jahren erscheinende Neuauflage kann nicht auf besonders in die Tiefe dringende Fortschritte der Theorie oder in die Breite gehende technische Erfolge verweisen. Die Theorie der elektrochemischen Vorgänge ist ein wenig stationär geworden. Etliche Probleme des Gebietes sind zwar immer wieder hin und her gewendet worden ... Das Verdünnungsgesetz starker Elektrolyte, die Überspannung bei der Gasentwicklung, die Form der elektrolytischen Metallabscheidung, die Passivitätserscheinungen ... ohne daß sie eine befriedigende Lösung gefunden hätten. Und technische Aufgaben, die längst als solche erkannt sind ... Das Kohleelement, der leichtere Akkumulator ... konnten auch in dieser Zeit nicht erheblich gefördert werden. Dem Zuwachs, den die Versuche zur technischen Verwendung der Elektrophorese (Elektroosmose) gebracht haben, stehen Verluste gegenüber, indem einige Verfahren, wie die Verwendung der Elektrolyse bei der Goldgewinnung oder der Weißblech-Entzinnung durch rein chemische Arbeitsweisen wieder verdrängt worden sind.

Trotzdem kann kein Zweifel sein, daß auf dem Boden der Elektrochemie zahlreiche entwicklungsfähige Keime vorhanden sind. Und den bereits genannten Vorzügen des Buches von Förster darf hier der weitere angereiht werden, daß es durch vielfache Anregung zur Mitarbeit zu werben versteht. A. Coehn.

O. Zoth, Über die Natur der Mischfarben auf Grund der Undulationshypothese. (Sammlung Vieweg: Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik. No. 14.) gr. 8. 38 S. m. 3 Textfiguren und 10 Kurventafeln. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1914. M. 2.80.

Der Verfasser versucht auf der Grundlage der Undulationstheorie eine physikalische Erklärung der Mischfarben zu geben. Er superponiert graphisch homogene Lichtschwingungen, die er sich als Sinusschwingungen vorstellt, und findet zunächst, daß Phasenverschiebung und Amplitudenverhältnis auf den Typus der entstehenden Kurven keinen Einfluß haben. Kombiniert er dann Schwingungen von komplementärer Farbe, so findet er als entstehenden Typus kurzdauernde Schwebungen, Lichtstöße. Er erinnert hier an die Anschauung über die Natur des weißen Lichtes, die solche stoßartige Impulse annimmt. Dieser Schwebungscharakter verschwindet um so mehr, je benachbarter die Wellenlängen bei unterkomplementärer Mischung werden. Bei überkomplementärer Farbenmischung (Purpurtöne) erhält er eine verhältnismäßig einfache Resultierende von kurzer Periode, die sich unter allen Mischfarben am ehesten einer einfachen Sinusschwingung nähert, was der gesättigten Purpurfarbe entspräche.

Es ist natürlich, daß mit den Voraussetzungen, die der Verf. über den Schwingungscharakter einer monochromatischen Strahlung macht, seine Resultate stehen und fallen. Weiterhin ist es sonderbar, daß er auf Seite 5 Gouy zitiert: „Von einer Regelmäßigkeit im weißen Lichte kann keine Rede sein", und auf S. 31 von einer Periode des weißen oder weißlichen Lichtes spricht. Man muß im allgemeinen doch sagen, daß die erhaltenen Resultate etwas verschwommen sind und daß vielleicht die Mühe, die sich der Verlag durch die reiche Tafelausstattung und der Verf. bei den graphischen Konstruktionen gemacht haben, durch das Erhaltene kaum belohnt wird. J. Engl.

Nachtrag zur Übersicht über die Kriegsbeteiligung der Deutschen Physiker.

Dr. **Louis Boettcher**, Hilfsassistent am mathem.-physik. Laboratorium der Universität Königsberg, Leutnant d. Res., Inhaber des Eisernen Kreuzes, ist am 21. Dezember 1915 in Nordfrankreich gefallen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Walther Schrauth für Chemie.

Ernannt: Der Direktor des Astrophysikalischen Observatoriums in Potsdam Geh. Reg. Rat Dr. Karl Schwarzschild zum ord. Honorarprofessor an der Universität Berlin, Dr. G. J. Fowler von der Universität Manchester zum Professor der angewandten Chemie am Indian Institute of Science in Bangalore, der ord. Professor an der Bergakademie Freiberg Dr. Paul Wilski zum ord. Professor für Markscheiden und Feldmessen an der Techn. Hochschule Aachen, der Professor der Chemie an der Universität Oxford W. H. Perkin zum Leiter des Research Department und des Advisory Commitee der British Dyes Ltd., der wissenschaftliche Assistent am Chemischen Staatslaboratorium in Hamburg Dr. Wilhelm Göhlich zum Professor, der a. o. Professor an der Universität Kopenhagen Dr. H. Bohr zum ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule daselbst, Dr. Peter Field, Dr. J. Fort, Dr. J. H. Hildebrandt, Dr. Louis C. Karpinski, Dr. Theodore R. Running zu a. o. Professoren der Mathematik an der Universität von Michigan in Ann Arbor, der Assistant Professor an der Staatsuniversität von North Dakota in Grand Forks Raymond R. Hitchcock zum ord. Professor der Mathematik ebenda, der Assistant Professor an der Harvard University Cambridge Mass. Edward V. Huntington zum a. o. Professor der Mathematik daselbst, Dr. J. K. Lamond zum a. o. Professor der Mathematik an der Wesleyan Universität in Middletown, Dr. W. L. Miser zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität von Arkansas in Fayetteville, Dr. J. Mollerup zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität Kopenhagen, Dr. H. B. Phillips zum a. o. Professor der Mathematik am Massachusetts Institute of Technology in Boston, Dr. J. B. Shaw zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität von Illinois in Urbana, der Observator an der Sternwarte der Universität Berlin Dr. Paul Guthnick zum a. o. Professor der Astronomie an derselben Universität.

Berufen: Der a. o. Professor an der Universität Berlin Dr. Wilhelm Traube zum ord. Professor der anorganischen und Experimentalchemie an der Universität Kiel.

Verliehen: Dem ord. Professor der darstellenden Geometrie an der Technischen Hochschule Wien Dr. Emil Müller der Titel Hofrat, dem Privatdozenten für Technologie der Brenn- und Beleuchtungsstoffe an der Böhmischen Techn. Hochschule Prag Dr. Ferdinand Schulz der Titel Professor.

Gestorben: Der ord. Professor der allgemeinen und Experimentalchemie an der Universität Rostock Geh. Hofrat Dr. August Michaelis, der ord. Professor der Mathematik an der Columbia-Universität in New York Dr. J. H. Van Amringe, der Privatdozent für Chemie an der Universität und Vorsteher der chemischen Abteilung am Rudolf Virchow-Krankenhause Berlin Professor Dr. Walther Loeb, der Professor der Mathematik und Physik am Deutschen Staatsgymnasium in Troppau Rich. Fuchs (gefallen am 13. Januar 1916 am Isonzo), der Professor der Chemie an der École centrale in Paris Dr. Rodolphe Charles Engel, der emer. Professor der höheren Mathematik an der Technischen Hochschule Braunschweig Geh. Hofrat Dr. Dr.-Ing. h. c. Richard Dedekind.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.